METHODEN ZUR KOMPENSIERUNG DER WIRKUNGEN VERSCHIEDENER ARTEN VON SCHROTEFFEKT IN ELEKTRONENRÖHREN UND ANGESCHLOSSENEN STROMKREISEN

von M. J. O. STRUTT und A. VAN DER ZIEL

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven/Holland

Summary

Section I shows, that the spontaneous fluctuations in circuits may under certain specified assumptions be considered as single wave alternating currents and voltages.

The different kinds of spontaneous current and voltage fluctuations in electron tubes and attached circuits are discussed in section II.

The underlying principles of the circuits, proposed for the suppression of spontaneous fluctuations are considered in section III. They all contain a special kind of feed-back. As a first compensating circuit in section IV the cathode current fluctuations are partially suppressed in the anode lead. Section V contains a circuit for the compensation of the current distribution fluctuations due to the action of the screen grid and section VI a circuit for compensating the emission fluctuations of a secondary cathode. At moderately high frequencies current fluctuations are induced in the (negative) input grid circuit and these are compensated and are used for compensating the cathode emission fluctuations in section VII. In section VIII the compensating circuits discussed previously are analysed as regards the ratio: signal voltage to fluctuation voltage. It appears, that this ratio may not be increased sometimes by compensating methods as set forth above, though the fluctuations themselves are greatly reduced in some parts of the circuits. Thus great care is recommended as regards such methods, if these are applied to new cases. An exact analysis of one of the circuits is given in the appendix, showing the order of magnitude of the terms neglected in the previous approximations.

I. *Über das Rechnen mit Schwankungsströmen und Schwankungsspannungen.* Wir gehen davon aus, dass das kontinuierliche Spektrum der Schwankungsströme von sehr niedrigen bis zu sehr hohen Frequenzen in jedem kleinen Frequenzintervall Δf eine Amplitude

i_f^0 aufweist, die *frequenzunabhängig* ist. Zu jedem kleinen Frequenzintervall Δf gehört demnach die gleiche *Schwankungsleistung*, die mit $(i_f^0)^2$ proportional ist. Zu einem Frequenzintervall $2\,\Delta f$ gehört also die zweifache Leistung. Hieraus geht hervor, dass $(i_f^0)^2$ proportional zu Δf ist (vergl. Literaturverzeichnis No. 1, 4, 14, 16, 17).

Wenn wir die Frequenzintervalle Δf immer kleiner werden lassen, wird der zugehörige Strom i_f^0 immer mehr einem einwelligen Wechselstrom ähnlich. Andrerseits wird nach obigem der Betrag von $(i_f^0)^2$ proportional zu Δf kleiner. Wir lassen aus diesem Grunde Δf wohl sehr klein, aber nicht beliebig klein werden.

Angenähert gehört somit zu jedem kleinen Intervall Δf ein nahezu einwelliger Wechselstrom. *Wir rechnen mit der Amplitude i_f^0, also ob sie einen solchen Wechselstrom darstellt.* Die Phase dieses Wechselstromes ist uns nicht bekannt. Wohl aber können wir die *Phasendrehung* berechnen, welche der Wechselstrom in vorgelegten Stromkreisen erfährt.

Diese Wechselströme fliessen durch Kreise, die im allgemeinen frequenzabhängige Impedanzen aufweisen. Wir stellen die Bedingung auf, dass diese Impedanzen innerhalb des betrachteten Frequenzintervalles Δf ihren Betrag und ihren Phasenwinkel fast nicht ändern. In diesem Fall können wir für den Wechselstrom i_f^0 die üblichen Rechenmethoden mit komplexen Zahlen der Wechselstromtheorie anwenden.

Wenn zwei nicht korrelierte Stromschwankungsquellen vorhanden sind, können wir für jede dieser Quellen die obigen Betrachtungen anwenden. Wenn wir die Amplitude i_f^0 des zu Δf gehörigen Gesamtwechselstromes berechnen wollen, der durch einen Kreis fliesst, durch den die beiden Schwankungsströme der genannten Quellen fliessen, so müssen wir nach dem Additionsgesetz nicht-korrelierter Wechselströme verfahren: $(i_f^0)^2 = (i_{1f}^0)^2 + (i_{2f}^0)^2$, wobei i_{1f}^0 und i_{2f}^0 die beiden Wechselströme darstellen. Nach der obigen Bemerkung über die Phase dieser Wechselströme dürfen wir nicht von einer Phasenbeziehung der beiden Ströme zueinander ausgehen oder mit ihr rechnen. Wenn wir in Gleichungen mit den Amplituden dieser Wechselströme rechnen, so haben diese Gleichungen nur insoweit Sinn, wie sie die Phasendrehung jedes Wechselstromes für sich betreffen. *Nur* in diesem Sinne muss z.B. die Gleichung $i_f^0 = i_{1f}^0 + i_{2f}^0$ verstanden werden. Wenn der zusammengesetzte Strom i_f^0 durch einen Kreis mit komplexer Impedanz fliesst, erfahren die beiden Ströme i_{1f}^0 und i_{2f}^0

für sich gewisse Phasendrehungen φ_1 und φ_2 und wir können den entstehenden zusammengesetzten Strom durch:

$$i_f^0 = i_{1f}^0 \exp(j\,\varphi_1) + i_{2f}^0 \exp(j\,\varphi_2)$$

darstellen (wieder in obigem Sinne). Diese Überlegungen sind zu beachten um die Ausgangsgleichungen (1) und (2) und somit alle unsere weiteren Berechnungen richtig zu verstehen.

Die obigen Überlegungen gelten in genau analoger Form auch für Spannungsschwankungen.

Wir möchten noch auf ein optisches Analogon obiger Betrachtungen hinweisen. Hierzu gehen wir von einem kontinuierlichen optischen Spektrum aus. Mit einem Monochromator wird aus diesem Spektrum ein schmales Frequenzgebiet herausgeschnitten. Obwohl das so erhaltene Lichtbündel streng genommen nicht monochromatisch ist (ebensowenig wie unsre obengenannten Ströme i_f^0 streng genommen einwellige Wechselströme sind), kann man es doch zu vielen Versuchen, die mit monochromatischem Licht zusammenhängen erfolgreich benutzen. Die Versuche dürfen jedoch keine weitere spektrale Zerlegung des Bündels bewirken. (Analogie: die Verwendung von Stromkreisen deren Impedanz sich im Intervall Δf bereits bedeutend ändert ist ausgeschlossen).

Wir behalten uns vor, an einer andren Stelle eine strenge Begründung der obengenannten Rechenweise für Strom- und Spannungsschwankungen vorzunehmen.

II. *Aufzählung der bekannten Ursachen spontaner Stromschwankungen in Elektronenröhren und angeschlossenen Stromkreisen.* Die Elektronenemission der Kathode einer Elektronenröhre unterliegt spontanen Schwankungen. In den meisten praktischen Fällen wird die Elektronenströmung in der Röhre durch Raumladung begrenzt. Diese Raumladungsbegrenzung verursacht eine Herabsetzung der relativen Stromschwankungen. Wenn in einer Elektronenröhre ein Strom I_k die Kathode verlässt, so enthält dieser Kathodenstrom eine Stromschwankung, deren Amplitude bei Betrachtung eines festgelegten Frequenzintervalls i_k^0 beträgt.

In einer Elektronenröhre mit einer Kathode k, einem Steuergitter g_1 (negatives Potential in Bezug auf die Kathode), einem Schirmgitter g_2 (positives Potential in Bezug auf die Kathode) und einer Anode a (positives Potential in Bezug auf die Kathode), verteilt sich der

Kathodenstrom I_k auf das Schirmgitter (I_{g2}) und auf die Anode (I_a). Diese Verhältnisse sind in Abb. 1 veranschaulicht. Wenn wir wieder ein festes Frequenzintervall betrachten, haben die Stromanteile I_a und I_{g2} je eine Schwankungsamplitude, die wir i_a^0 bezw. i_{g2}^0 nennen.

Die Grösse dieser Stromschwankungen hängt ausser von der Kathodenstromschwankung i_k^0 in beträchtlichem Masse von der Stromverteilung zwischen Schirmgitter und Anode ab. Diese Stromverteilung ist an sich zeitlich nicht konstant, sondern enthält ebenfalls eine Schwankungskomponente, die wir, wieder unter Betrachtung des obengenannten Frequenzintervalls, i_v^0 nennen (vergl. 1 und 15). Diese Verteilungsstromschwankung fliesst vom Schirmgitter zur Anode, wie in Abb. 1 angegeben. Sie ist somit in der Schirmgitterstrom-

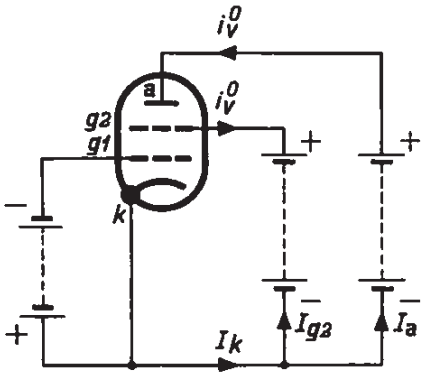

Abb. 1. Ströme und effektive Stromschwankungen bei einer Schirmgitterröhre. a Anode, g_2 Schirmgitter, g_1 Steuergitter, k Kathode, i_v^0 Verteilungsstromschwankung, I_a Anodenstrom, I_{g_2} Schirmgitterstrom, I_k Kathodenstrom.

schwankung i_{g2}^0 und in der Anodenstromschwankung i_a^0 enthalten, aber nicht in der Kathodenstromschwankung i_k^0. Man erhält die Formeln:

$$\left.\begin{aligned} i_a^0 &= \frac{I_a}{I_k}\, i_k^0 + i_v^0; \\ i_{g2}^0 &= \frac{I_{g2}}{I_k}\, i_k^0 - i_v^0. \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Die Stromverteilungsschwankung i_v^0 ist von der Kathodenstromschwankung i_k^0 unabhängig. In Mehrgitterröhren werden oft mehrere Schirmgitter mit positiven Spannungen in Bezug auf die Kathode benutzt. Die betreffenden Schirmgitterströme enthalten Schwankungsanteile, die nach den Gl. (1) berechnet werden können. Die Stromverteilungsschwankungen der verschiedenen Schirmgitter sind unter sich unabhängig.

Wir betrachten jetzt Elektronenröhren, die eine Sekundäremissionskathode enthalten. Hierunter wird eine Oberfläche verstanden, welche von Primärelektronen mit beträchtlicher Geschwindigkeit getroffen wird. Jedes Primärelektron erzeugt mehrere Sekundärelektronen, die dann zur Anode der Röhre gesaugt werden. Die Verwendung einer solchen Sekundäremissionskathode hat eine neue Quelle von Stromschwankungen im Gefolge. Die Anzahl der Sekundärelektronen, welche für jedes Primärelektron die Sekundärkathode verlassen, ist nicht konstant, sondern gewissen Zufallsschwankungen unterworfen (vergl. 20). Die entsprechende Schwankungsstromamplitude in einem festgelegten Frequenzbereich nennen wir i^0_{sec}. Zur Erläuterung dieser Betrachtungen ist in Abb. 2 schematisch eine Sekundäremissions-Verstärkerröhre mit den effektiven Stromschwankungen in den verschiedenen Elektrodenzuleitungen gezeichnet. Hierbei gilt an Stelle der Gleichungen (1):

$$\left.\begin{aligned} i^0_{hk} &= (1 - \delta)\, i^0_{prim} - i^0_{sec}; \\ i^0_a &= \delta\, i^0_{prim} + i^0_{sec}; \\ i^0_{prim} &= \frac{I_k - I_{g_2}}{I_k}\, i^0_k + i^0_v. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

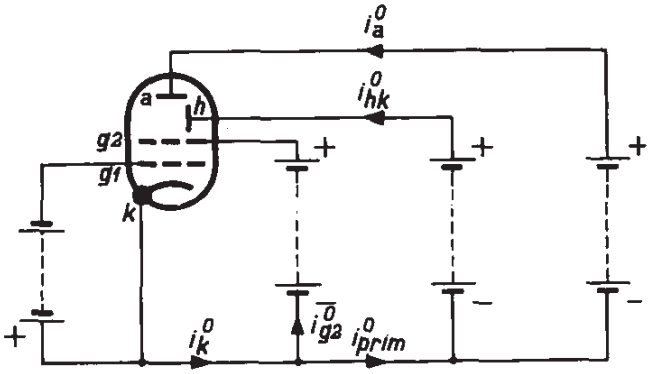

Abb. 2. Ströme und Stromschwankungen in einer Röhre mit Sekundäremissions kathode. a Anode, h Sekundärkathode, g_2 Schirmgitter, g_1 Steuergitter, k Kathode, i^0_k Kathodenstromschwankung, $i^0_{g_2}$ Schirmgitterstromschwankung, i^0_{hk} Sekundärkathodenstromschwankung, i^0_a Anodenstromschwankung, i^0_{prim} Primärstromschwankung des auf die Sekundärkathode treffenden Elektronenstromes.

Hierbei ist i^0_{hk} die Stromschwankungsamplitude, welche zur Sekundärkathode fliesst, δ die mittlere Anzahl der Sekundärelektronen für jedes Primärelektron, i^0_{prim} die Schwankungsamplitude des primären Stromes, i^0_a die Schwankungsamplitude des Anodenstromes,

während die übrigen Buchstaben die bereits oben erwähnte Bedeutung haben.

Während die obengenannten Stromschwankungen direkt durch den Elektronendurchgang in Elektronenröhren verursacht werden, treten in angeschlossenen Stromkreisen solcher Röhren noch weitere Stromschwankungen auf, deren Ursachen in diesen äusseren Stromkreisen gelegen sind. So ist z.B. bekannt, dass in einem geschlossenen Stromkreis, der einen Ohmschen Widerstand enthält, Stromschwankungen infolge der Brownschen Elektronenbewegung im Widerstand auftreten. Alle diese Schwankungen müssen bei den Methoden zur Kompensierung der verschiedenen Arten von Schroteffektschwankungen mitbeachtet werden.

Zusammenfassend haben wir oben folgende 4 Arten von Schroteffektschwankungen behandelt: Schwankungen des Kathodenstroms, des Schirmgitterstroms (Verteilungsschwankungen), der Sekundäremission und Schwankungsströme die von Widerständen herrühren. Wir werden zur Verringerung jeder dieser Stromschwankungen Methoden angeben.

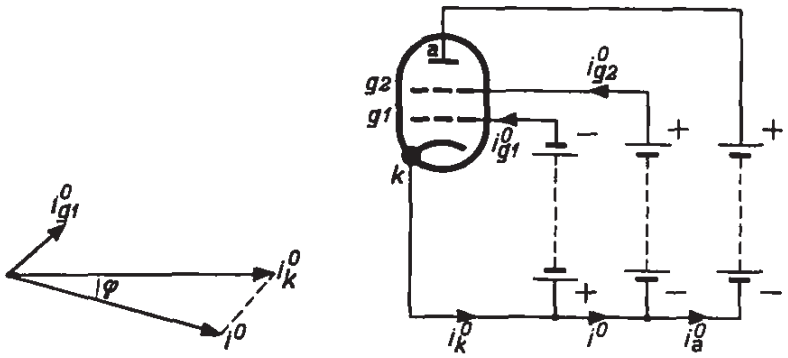

Abb. 3. Stromschwankungen und ihre zugehörigen Phasenwinkel bei einer Schirmgitterröhre.

Wenn wir eine extrem hohe mittlere Kreisfrequenz ω des festgelegten Frequenzbereichs Δf für die Stromschwankungen betrachten, erfahren die angeschriebenen Formeln Änderungen, die wir an Hand eines Vektordiagramms für die Stromschwankungen erläutern. Die Längen der Vektoren stellen die absoluten Beträge der Ströme dar und die Winkel zwischen den Vektoren entsprechen den Phasenwinkeln (Zeitverzögerungen) zwischen den mit einander korrelierten Strömen. In Abb. 3 sind diese Verhältnisse für eine Tetrode dargestellt. Die Stromschwankung i^0 eilt gegenüber i^0_k um einen Phasenwinkel φ nach. Die Vektordifferenz dieser beiden Stromschwankungen ist eine

neue Stromschwankung zum Gitter g_1 mit der Amplitude $i^0_{g_1}$. Eine Berechnung (vergl. 18) ergibt für die Grösse von φ den Ausdruck $\frac{1}{3}\,\omega\,t_{kg_1} + \frac{2}{3}\,\omega\,t_{g_1g_2}$ und im Falle eines kleinen Winkels φ somit angenähert den Ausdruck:

$$i^0_{g_1} = j\,i^0_k\,(\tfrac{1}{3}\,\omega\,t_{kg_1} + \tfrac{2}{3}\,\omega\,t_{g_1g_2}) \qquad (3)$$

wobei $j = +\sqrt{-1}$, t_{kg_1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter g_1, $t_{g_1g_2}$ die Elektronenlaufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter g_2 (vergl. auch 3). Wir nennen $i^0_{g_1}$ *Laufzeitstromschwankung*.

Diese Überlegungen gelten nur für nicht zu grosse gegenseitige Phasenwinkel der Stromschwankungen. Wenn diese Phasenwinkel mit 2π vergleichbar werden, ändern sich auch die absoluten Beträge der Stromschwankungen gegenüber dem Fall kleiner Phasenwinkel.

Es ist nützlich, die Grösse der Phasenwinkel in vorgelegten Röhren abschätzen zu können. Hierzu kann für die Elektronenlaufzeit t zwischen zwei Elektroden mit den Potentialen V_a und V_b und dem Abstand d bei homogener Feldverteilung die Formel:

$$t = \frac{2d\left(\frac{m}{2e}\right)^{\frac{1}{2}}}{V_a^{\frac{1}{2}} + V_b^{\frac{1}{2}}} \qquad (4)$$

benutzt werden (m Masse und e Ladung des Elektrons). Im praktischen Masssystem (cm, Volt, usw.) ist $e/m = 17{,}6\,.\,10^{14}$ cm^2 sec^{-2} Volt^{-1}.

In der Formel (4) ist keine Raumladung berücksichtigt. Diese Vernachlässigung ist zwischen allen Elektroden, ausser zwischen Kathode und Steuergitter, meistens erlaubt. Im letzteren Falle erhält man im Zähler des Ausdrucks (4) statt 2 angenähert einen Faktor 3.

III. *Grundsätzliches über die Methoden zur Verringerung der Stromschwankungen in Mehrgitterröhren.* Die Methoden zur Verringerung der Stromschwankungen haben alle eine gemeinsame Grundlage, sie beruhen auf einer Art Rückkopplung. Wie in Abschnitt II dargestellt, weisen die Stromschwankungen im Anodenkreis verschiedene unkorrelierte Komponenten auf. Wenn eine dieser Komponenten verringert oder aufgehoben werden soll, wird dem Steuergitter eine mit dieser Komponente korrelierte Schwankungsspannung zugeführt. Die Phase dieser Schwankungsspannung in Bezug auf die

Stromschwankungskomponente im Anodenkreis wird derart gewählt, dass dadurch diese Stromschwankungskomponente verringert oder aufgehoben wird.

Die Schwankungsspannung wird dem Steuergitter durch Rückkopplung aus einer Elektrodenzuleitung zugeführt, die auch die zu verringernde Stromschwankungskomponente des Anodenkreises aufweist. Diese Rückkopplung kann z.B. zustande kommen durch eine gegenseitige Induktion zwischen der Spule des Eingangskreises und der betreffenden Elektrodenzuleitung. Auch ist es möglich, eine Impedanz in die obengenannte Elektrodenzuleitung aufzunehmen und diese Impedanz über eine Kopplungsimpedanz mit dem Steuergitter zu verbinden.

Bei der Verringerung der Stromschwankungen kommt es nicht immer darauf an, dass der Effektivwert der Schwankungen verkleinert wird, sondern oft darauf, dass das Verhältnis der Signalstromstärke zum Effektivwert der Anodenstromschwankung möglichst günstig wird. Weil die obengenannte Rückkopplung u.U. auch die Verstärkung der Röhre ändert, muss bei jeder Schaltmassnahme untersucht werden, wie dieses Verhältnis dadurch geändert wird und welche sonstigen Vorteile in der Schaltung stecken. Wir kommen in den folgenden Abschnitten darauf zurück.

IV. *Verringerung der Wirkung der Kathodenstromschwankungen.*

Bei der Verringerung der Wirkung der Kathodenstromschwankungen betrachten wir die in Abb. 4 angegebene Anordnung, wobei in der Kathodenleitung einer Elektronenröhre eine Selbstinduktion L_k aufgenommen ist. Die Kathodenstromschwankung i_k^0 gibt zwischen den Anschlüssen dieser Selbstinduktion zu einer Spannungsschwankung Anlass. Diese Spannungsschwankung erzeugt im Kreis L_k, C_{kg}, R eine Stromschwankung und diese Stromschwankung veranlasst zwischen den Anschlüssen des Widerstandes R eine Spannungsschwankung v_g. Wir nehmen an, dass diese Schwankungsspannung v_g viel grösser ist als die Spannungsschwankung zwischen den Anschlüssen der Selbstinduktion L_k. Damit diese Bedingung erfüllt ist, muss der gezeichnete Widerstand R als der Abstimmwiderstand eines Schwingungskreises aufgefasst werden, der durch Parallelschaltung eines Wirkwiderstandes R, einer Selbstinduktion L und einer Kapazität C entsteht. Die Abstimmung dieses Kreises ist so zu wählen, dass

$$\omega^2 L (C + C_{kg}) = 1.$$

ist. Wir bemerken, dass ein solcher Schwingungskreis bei vielen praktischen Anwendungen auch wirklich verwendet wird. Hierbei ist die Spannungsschwankung zwischen den Anschlüssen von L_k durch $(i_k^0 + S\,v_g)\,j\,\omega\,L_k$ gegeben. S ist die Steilheit der Röhre (Änderung des Anodenstroms bei einer vorgegebenen Änderung der Gitterspannung unter sonst konstanten Betriebsbedingungen). Die resultierende Spannungsschwankung zwischen den Anschlüssen von R ist: $(i_k^0 + S\,v_g)\,j\,\omega\,L_k\,j\,\omega\,C_{kg}\,R$ und diese Spannungsschwankung setzen wir gleich v_g, wobei die durch R spontan erzeugten Spannungsschwankungen unbeachtet bleiben. Folglich wird:

$$v_g = -\,i_k^0\,\omega^2\,L_k\,C_{kg}\left(\frac{1}{R} + \omega^2\,S\,L_k\,C_{kg}\right)^{-1}.$$

Die sich hieraus ergebende Anodenstromschwankung ist:

$$i_a = i_k^0 + S\,v_g,$$

also:

$$i_a = i_k^0\left[1 - S\,\omega^2\,L_k\,C_{kg}\left(\frac{1}{R} + \omega^2\,S\,L_k\,C_{kg}\right)^{-1}\right].$$

Als Abkürzung setzen wir $\omega^2\,L_kC_{kg}S$ gleich R_L^{-1} und $R_L^{-1} + R^{-1} = = R_i^{-1}$. Hierbei stelt R_L^{-1} die parallel zu R gemessene Dämpfung infolge der Selbstinduktion L_k (vergl. 19) dar, R_i ist deshalb der Gesambtabstimmwiderstand des Eingangskreises. Dann wird:

$$i_a = i_k^0\left[1 - \frac{R_i}{R_L}\right] = i_k^0\,\frac{R_i}{R}\,. \tag{5}$$

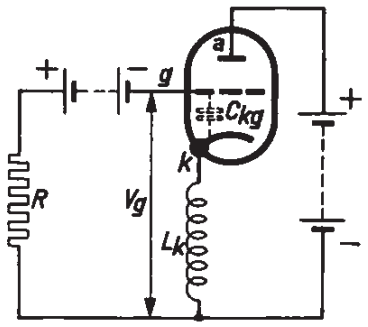

Abb. 4. Anwendung einer Selbstinduktion L_k zur Verringerung der Kathodenstromschwankungen.

Da R_i stets kleiner ist als R, ist die Stromschwankung i_a kleiner als i_k^0; es findet also eine Verringerung der Kathodenstromschwankungen statt. Diese Erkenntnis kann z.B. in Fernsehverstärkern mit Nutzen angewandt werden (vergl. Abschnitt VIII).

Die oben gegebene Ableitung ist nicht exakt richtig. Um die exakten Formeln zu erhalten, müssen wir die vollständigen Gleichungen der in Abb. 4 dargestellten Stromkreise mit Hilfe der Sätze von O h m und K i r c h h o f f aufstellen und lösen. Es hat sich ergeben dass die hieraus erhaltenen exakten Formeln nur geringfügige Abweichungen von den oben auf elementarem Wege aufgestellten Gleichungen zeigen. Die genannten Abweichungen kommen darauf hinaus, dass (5) gilt, wenn $\omega^2 S^2 L_k^2 \ll 1$ und $\omega^2 L_k C_{kg} \ll 1$. Ein Beispiel für eine solche exakte Rechnung ist im Anhang (Abschnitt IX) gegeben worden.

V. *Kompensierung der Stromverteilungsschwankungen.* Auch bei der Kompensierung der Stromverteilungsschwankungen gehen wir, wie im vorigen Abschnitt, davon aus, dass zwischen Steuergitter und Kathode hiermit zusammenhängende Spannungsschwankungen mit solcher Phase erzeugt werden, dass hierdurch der Elektronenstrom in der Röhre in entgegengesetztem Sinne, gemessen an den Stromverteilungsschwankungen, gesteuert wird. Wir betrachten das in Abb. 5 dargestellte Schaltbild. Bei kurzgeschlossenem Widerstand

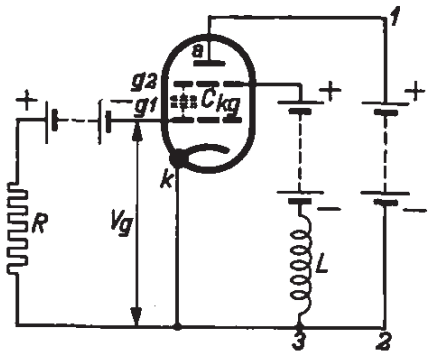

Abb. 5. Anwendung einer Selbstinduktion L zur Unterdrückung der Verteilungsstromschwankungen. In der Abb. ist die im Text mit C bezeichnete Kapazität irrtümlich C_{kg} genammt.

R fliesst in der Leitung nach g_2 (Schirmgitter) ein Schwankungsstrom $i_{g_2}^0$. Die relative Änderung des Schirmgitterstroms bei einer kleinen Änderung der Steuergitterspannung (g_1) nennen wir die Steilheit S_2 des Schirmgitterstroms. Bei einer Steuergitterspannungsschwankung v_g fliesst eine Schirmgitterstromschwankung $i_{g_2}^0 + S_2 v_g$.

In analoger Weise definieren wir im Anodenstromkreis die Grössen i_a^0 und S_a, sowie die Stromschwankung $i_a = i_a^0 + S_a v_g$. Die zwischen

den Anschlüssen der Selbstinduktion L erzeugte effektive Spannungsschwankung wird $-(i^0_{g_2} + S_2 v_g)\, j\, \omega\, L$. Diese Spannung erzeugt zwischen den Anschlüssen von R eine Spannungsschwankung, die wir der Schwankungsspannung am Steuergitter gleichsetzen:

$$v_g = (i^0_{g_2} + S_2 v_g)\, \omega^2\, LCR.$$

Der Widerstand R ist wieder als Abstimmwiderstand eines Schwingkreises aufzufassen, der als Parallelschaltung eines Wirkwiderstandes R, einer Kapazität C_2 und einer Selbstinduktion L_2 gebildet wird. Die Abstimmung ist derart gewählt, dass $\omega^2 L_2(C_2 + C) = 1$ ist.

Setzen wir $S_2\, \omega^2\, LC$ gleich $1/R_2$, so schreibt sich diese Gleichung für v_g:

$$v_g\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_2}\right) = \frac{i^0_{g_2}}{S_2 R_2}$$

und mit der Abkürzung $1/R - 1/R_2 = 1/R_i$ wird dies:

$$v_g = \frac{i^0_{g_2}}{S_2}\,\frac{R_i}{R_2}.$$

Hierbei stellt $-1/R_2$ die parallel zu R gemessene Entdämpfung infolge der Selbstinduktion L (vergl. 19) dar und R_i ist deshalb der Gesamtabstimmwiderstand des Eingangskreises.

Folglich erhält man im Anodenkreis eine Stromschwankung (vergl. Gl. 1)

$$i_a = i^0_a + S_a v_g = \frac{I_a}{I_k}\, i^0_k + i^0_v + \left(\frac{I_{g_2}}{I_k}\, i^0_k - i^0_v\right)\frac{S_a}{S_2}\,\frac{R_i}{R_2}. \qquad (6)$$

Wenn man die Grössen L, C und R derart wählt, dass $S_a R_i / S_2 R_2$ gleich 1 wird, so sind im Anodenkreis die Stromverteilungsschwankungen vollständig kompensiert, während die durch den Kathodenstrom verursachten Schwankungen nur wenig zunehmen. Letztere werden gleich i^0_k statt $i^0_k\, I_a/I_k$, was nur einen geringen Unterschied bedeutet, da I_a sich meist nur um einen relativ geringen Bruchteil von I_k unterscheidet.

Eine interessante Frage bei dieser Kompensierungsmethode bezieht sich auf die physikalische Ursache der Verringerung der Anodenstromschwankungen. Man kann davon ausgehen, dass die Verteilungsstromschwankungen i^0_v nach wie vor in der Schirmgitterleitung fliessen, da am Mechanismus der Elektronenbewegung in der Röhre

durch unsere in Abb. 5 angegebene Kompensationsschaltung nichts geändert wird. Wieso merkt man im Anodenkreis bei richtiger Anwendung dieser Schaltung nichts mehr von den Stromverteilungsschwankungen? Die Antwort lautet: wir haben im Anodenkreis durch unsere Schaltmassnahmen einen effektiven Schwankungsstrom erzeugt, dessen Phase sich von derjenigen der ursprünglichen Stromverteilungsschwankung gerade um π unterscheidet. Hierdurch fliesst in der Leitung zwischen den Punkten a, 1, 2 und 3 der Abb. 5. keine Verteilungsstromschwankung mehr. Aber diese Stromschwankung fliesst wohl in der Leitung g_2, 3 und fliesst nun von 3 über k nach g_2 zurück. Wir können also sagen: Durch unsere Schaltmassnahmen verlegen wir den Verlauf der Verteilungsstromschwankungen vom Kreis zwischen Schirmgitter und Anode zum Kreis zwischen Schirmgitter und Kathode.

Auch bei der Berechnung dieses Abschnitts muss erwähnt werden, dass sie nicht exakt gilt, sondern eine Näherung darstellt. Wir geben im Anhang die exakten Formeln für diesen Fall an. Der Unterschied des exakten Ergebnisses von unseren vorliegenden Näherungsausdrücken ist praktisch sehr gering.

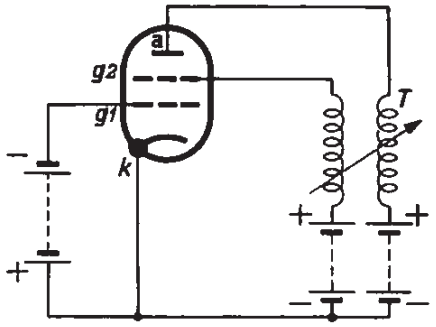

Abb. 6. Anwendung eines Transformators T zur Verringerung der Verteilungsstromschwankungen.

Wir besprechen hier noch kurz eine andere Schaltmassnahme, die ebenfalls zu einer Verringerung oder Aufhebung der Stromverteilungsschwankungen bei einer Schirmgitterröhre führt. In Abb. 6 ist ein Schaltbild angegeben, das zwischen der Schirmgitterleitung und der Anodenleitung einen idealen Transformator T enthält. Bei diesem idealen Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$ ist das Verhältnis der Stromamplitude an der primären zu derjenigen an der sekundären Seite gleich $\ddot{u}$ und das Verhältnis der Primärspannungsamplitude zur Sekundärspannungsamplitude gleich $1/\ddot{u}$. Es ist nun

offenbar durch die Wahl eines Übersetzungsverhältnisses $\ddot{u} = 1$ möglich, die Verteilungsstromschwankungen in der Anodenleitung zum verschwinden zu bringen. Leider ist aber diese Schaltung in der Praxis nicht wertvoll. Denn die abschirmende Wirkung des Schirmgitters (Verringerung der Kapazität zwischen g_1 und a) wird durch diese Massnahme völlig aufgehoben, d.h. wir sind von einer Schirmgitterröhre zur Dreipolröhre zurückgekehrt und eine solche Dreipolröhre weist keine Stromverteilungsschwankungen in unserem Sinne auf.

Der Wert der zuerst angegebenen Schaltung zur Kompensierung der Stromverteilungsschwankungen liegt darin, dass die Röhre schwankungsmässig wie eine Triode arbeitet, aber in Bezug auf Verstärkereigenschaften wie eine Schirmgitterröhre.

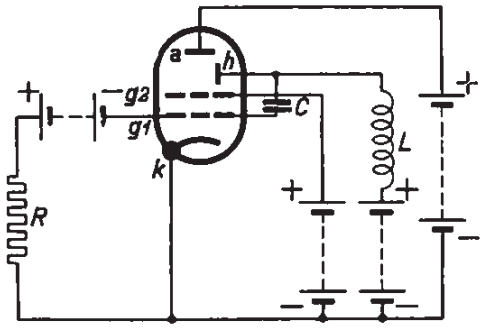

Abb. 7. Anwendung einer Selbstinduktion L und einer Kapazität C zur Unterdrückung der Sekundäremissions-Stromschwankungen.

VI. *Kompensierung der Sekundäremissions-Stromschwankungen.* In Anlehnung an Abb. 2 betrachten wir das in Abb. 7 gezeichnete Schaltbild, das in der Leitung zur Sekundärkathode eine Selbstinduktion L enthält, während zwischen Sekundärkathode und Steuergitter eine Kapazität C angeordnet ist. In der Zuleitung zum Steuergitter g_1 ist ein Widerstand R aufgenommen, während dieses Steuergitter infolge der genannten Schaltmassnahmen eine Schwankungsspannung v_g in Bezug auf die Kathode aufweist. Der Widerstand R muss als der Abstimmwiderstand eines Schwingungskreises aufgefasst werden, der durch Parallelschaltung eines Wirkwiderstandes R, einer Selbstinduktion L_1 und einer Kapazität C_1 entsteht. Die Abstimmung ist derart gewählt, dass

$$\omega^2 L_1 (C_1 + C) = 1$$

ist.

Für den Schwankungsstrom in der Anodenleitung ergibt sich der

Ausdruck $i_a^0 + v_g S_a$, wobei S_a die Steilheit des Anodenstroms in Bezug auf die Steuergitterspannung darstellt. Der Schwankungsstrom in der Sekundärkathodenleitung wird $i_{hk}^0 + S_h v_g$, wobei S_h die Steilheit des Hilfskathodenstroms in Bezug auf die Steuergitterspannung darstellt. Die Ausdrücke für i_a^0 and i_{hk}^0 sind den Gl. (2) zu entnehmen. Über der Selbstinduktion L entsteht eine Spannungsschwankung $-j\,\omega\,L\,(i_{hk}^0 + v_g S_h)$, die über dem Eingangskreis eine Steuerspannungsschwankung erzeugt, die wir der Spannung v_g gleichsetzen:

$$v_g = \omega^2\,LCR\,(i_{hk}^0 + v_g S_h).$$

Hieraus ergibt sich:

$$v_g = \omega^2\,LCR\,i_{hk}^0\,(1 + \omega^2\,LCRS_h)^{-1}.$$

Schliesslich erhält man eine Schwankungsstromstärke in der Anodenleitung im Betrage: $i_a = i_a^0 + \omega^2\,LCRS_a\,i_{hk}^0\,(1 + \omega^2\,LCRS_h)^{-1}$. Wir führen zur Vereinfachung folgende Bezeichnung ein: $R_h^{-1} = \omega^2 LCS_h$ und benutzen die Ausdrücke (2) für i_a^0 und i_{hk}^0. Dann entsteht für den Schwankungsstrom in der Anodenleitung der Ausdruck:

$$i_a = \delta\,i_{prim}^0 + i_{sec}^0 + \frac{R}{R_h}\cdot\frac{S_a}{S_h}\{(1-\delta)\,i_{prim}^0 - i_{sec}^0\}\left(1 + \frac{R}{R_h}\right)^{-1}. \quad (7)$$

Hierbei stellt $1/R_h$ die parallel zu R gemessene Dämpfung infolge der Selbstinduktion L (vergl. 19) dar.

Wir können in dieser Formel (7) die Grösse R_h so wählen, dass die gesamte Sekundärstromschwankung in der Anodenleitung verschwindet. Diese Schwankung beträgt:

$$i_{sec}^0\left(1 - \frac{R\frac{S_a}{S_h}}{R + R_h}\right).$$

Die genannte Wahl kommt also darauf hinaus, dass $1 = RS_a/S_h(R+R_h)$ wird, was man durch richtige Bemessung von L und C immer erreichen kann. Wir haben in dieser Weise die Sekundärstromschwankungen in der Anodenleitung völlig unterdrückt. Die gesamte Stromschwankung im Anodenkreis beträgt nach dieser Unterdrückung: $i_a = i_{prim}^0$, ist also genau gleich der Primärstromschwankung, die ohne Vorhandensein der Sekundärvervielfachung auftreten würde. Diese Rechnung stellt wieder eine Näherung dar, die aber wenig vom exakten Ergebnis abweicht (vergl. Abschnitt IX und die Bemerkung am Schluss des Abschnitts IV).

Physikalisch kommt unsere Kompensierungsweise wieder darauf hinaus, dass der Verlauf der Sekundärstromschwankungen vom Sekundärkathoden-Anodenkreis zum Sekundärkathoden-Kathodenkreis verlegt wird.

VII. *Kompensierung der Laufzeit-Stromschwankungen und der Kathodenstromschwankungen mit Hilfe der Laufzeit-Stromschwankungen.*

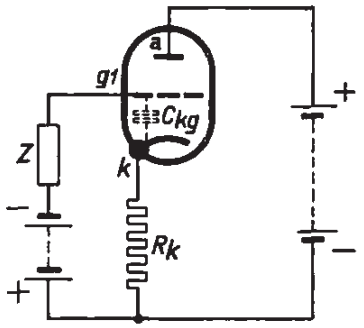

Abb. 8. Anwendung eines Widerstandse R_k und einer Impedanz Z zur Verringerung der Laufzeitstromschwankungen.

Wir betrachten das in Abb. 8 gezeichnete Schaltbild. In der Kathodenleitung ist ein Widerstand R_k angeordnet, zwischen Kathode und Steuergitter eine kapazität C_{kg} und in der Steuergitterleitung eine Impedanz Z, die wir zunächst sehr klein denken. In der Kathodenleitung fliesst ein Schwankungsstrom i_k^0. Dieser Strom ergibt über dem Widerstand R_k angenähert eine Schwankungsspannung $R_k\, i_k^0$. Infolgedessen fliesst nach dem Steuergitter ein Strom $j\,\omega\, C_{kg} R_k\, i_k^0$. Dieser Strom unterscheidet sich in Phase um π vom Laufzeitstrom $i_{g_1}^0$ nach Gl. (3). Folglich kann der Widerstand R_k so gewählt werden, dass zum Steuergitter kein Laufzeitschwankungsstrom mehr fliesst. Damit diese Bedingung erfüllt ist, muss R_k der Gleichung (vergl. auch Gl. (3), in der g_2 durch a zu ersetzen ist):

$$R_k = (\tfrac{1}{3}\, t_{kg_1} + \tfrac{2}{3}\, t_{g_1 a})\, C_{kg}^{-1} \tag{8}$$

genügen. Hierdurch sind die Laufzeit-Stromschwankungen mit Hilfe der Kathodenstromschwankungen unterdrückt.

Wir können die Laufzeit-Stromschwankungen auch dazu benutzen, die Kathodenstromschwankungen zu verringern. Damit wir diese Verringerung mit Hilfe der Abb. 8 veranschaulichen können, lassen wir den Widerstand R_k fort und wählen die Impedanz Z nicht mehr sehr klein. Der Schwankungsstrom i_a in der Anodenleitung wird $i_a = i_k^0 + S_a V_g$, wo V_g die Spannungsschwankung über der Impe-

danz Z darstellt. Diese Spannungsschwankung wird durch die Laufzeit-Stromschwankung nach Gl. (3) bestimmt: $V_g = -Z\, i^0_{g_1} = = -Z\, j\, i^0_k(\frac{1}{3}\,\omega\, t_{kg_1} + \frac{2}{3}\,\omega\, t_{g_1a})$. Folglich ergibt sich für die Schwankung i_a der Ausdruck:

$$i_a = i^0_k\,[1 - S_a Z j(\tfrac{1}{3}\,\omega\, t_{kg_1} + \tfrac{2}{3}\,\omega\, t_{g_1a})]. \qquad (9)$$

Wenn wir als Impedanz Z eine Kapazität C wählen: $Z = 1/j\,\omega\, C$ kann diese Kapazität offenbar derart bemessen werden, dass der Ausdruck in eckigen Klammern in Gl. (9) verschwindet. Wir haben hier somit die Laufzeit-Stromschwankungen dazu benutzt, die Kathodenstromschwankungen in der Anodenleitung zu kompensieren.

Auch die obige Rechnung stellt eine Näherung dar, deren Ergebnis aber wenig von der exakten Lösung abweicht (vergl. hierzu Abschnitt IX sowie die Bemerkung am Ende von Abschn. IV).

In praktischen Fällen besteht die Impedanz Z aus der Parallelschaltung einer Selbstinduktion L, eines Widerstandes R und einer Kapazität C_1 (Schwingungskreis). Durch entsprechende Abstimmung und Wahl von R kann die Impedanz Z mit grosser Annäherung einer Kapazität C gleich gemacht werden.

VIII. *Einfluss der behandelten Schaltmassnahmen auf das Verhältnis der effektiven Spannungsschwankungen zur Signalspannung am Röhreneingang bei Verwendung einer Empfangsantenne.* Oben haben wir mehrere Schaltmassnahmen behandelt, durch die verschiedene Komponenten der Stromschwankungen in Elektronenröhren verringert oder sogar völlig kompensiert werden können. Wir können diese Schaltungen insbesondere in der ersten Verstärkerstufe eines Empfangsgeräts drahtloser Nachrichten anwenden. Für die Wirkung einer solchen Verstärkerstufe ist das Verhältnis der Spannungsschwankungen am Röhreneingang zur Signalspannung massgebend. Gelingt es durch Schaltmassnahmen der behandelten Art dieses Verhältnis zu verringern?

Zur Beantwortung dieser Frage betrachten wir das in Abb. 9 gezeichnete Schaltbild der Eingangsseite einer solchen Verstärkerstufe. Wie in den vorhergehenden Abschnitten betrachten wir ein kleines Frequenzgebiet um eine mittlere Frequenz herum. Die Antenne kann derart dimensioniert werden, dass sie für diese Frequenz als Spannungsquelle mit einer Signalspannung V, einer Schwankungsspannung V_a und einem Innenwiderstand r aufgefasst werden kann. Die-

se Antenne ist mit Hilfe eines idealen Transformators (vergl. Abschnitt V) mit dem Windungsverhältnis $w_1 : w_2$ mit dem Röhreneingangskreis gekoppelt. Letzterer Kreis enthält zunächst einen auf die betrachtete Frequenz abgestimmten Schwingungskreis, der durch einen Widerstand R_{kr} mit einer Schwankungsspannungsquelle V_{kr} dargestellt wird. Hierzu parallel ist der Widerstand R_{el} geschaltet, der infolge von Elektronenlaufzeiteffekten am Röhreneingang auftritt, wozu eine Schwankungsspannung V_{el} gehört. Weiter ist parallel zum Röhreneingang ein Widerstand R_{schalt} vorhanden, der als Folge der getroffenen Schaltmassnahmen am Röhreneingang liegt (vergl. z.B. Abschnitt V).

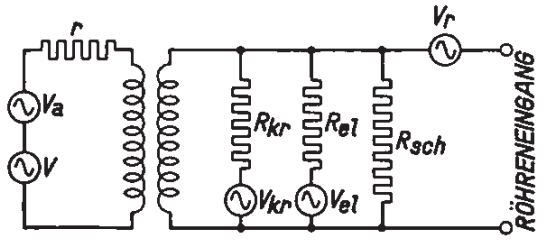

Abb. 9. Schaltbild einer Signalspannungsquelle V und einer Schwankungsspannungsquelle V_a in Reihe mit einem Widerstand r, mittels eines idealen Transformators mit dem Röhreneingang gekoppelt. Bezeichnungen im Text genannt.

Endlich ist noch die Schwankungsspannungsquelle V_r vorhanden, die derart bemessen ist, dass man die infolge des Schroteffekts auftretende Stromschwankungen in der Röhre durch diese Spannungsquelle V_r erzeugt denken kann. Dazu muss $i_a = SV_r$ gesetzt werden, wobei S die Steilheit der Röhre ist. Die Wirkung der Schaltmassnahmen kann dann durch eine Änderung von V_r charakterisiert werden, demnach ist der Widerstand R_{schalt} nicht als eine Schwankungsquelle aufzufassen.

Der ideale Transformator soll derart bemessen werden, dass am Röhreneingang ein möglichst günstiges Verhältnis der Signalspannung zur gesamten Schwankungsspannung hervorgeht. Durch die Wirkung dieses Transformators kann das Schaltbild der Abb. 9 zu jenem der Abb. 10 vereinfacht werden. In diesem neuen Schaltbild ist R_a der transformierte Wert von r: $R_a = (w_2/w_1)^2 r$, V_t der transformierte Wert von V: $V_t = (w_2/w_1)\, V$ und V_{at} der transformierte Wert von V_a: $V_{at} = (w_2/w_1)\, V_a$. Es handelt sich nun darum, bei diesem Schaltbild die Signalspannung und die Schwankungsspannung am Röhreneingang zu berechnen.

Wir benutzen hierbei die Abkürzung:

$$R_i^{-1} = R_a^{-1} + R_{kr}^{-1} + R_{el}^{-1} + R_{schalt}^{-1}.$$

Wie aus dem vorhergehenden ersichtlich, stellt R_i die gesamte Eingangsimpedanz in der Abstimmlage für die Verstärkerstufe mit angekoppelter Antenne dar. Die Signalspannung am Röhreneingang wird:

$$V_s = V_t \frac{R_i}{R_a} = \frac{w_2}{w_1} V \frac{R_i}{R_a}. \tag{10}$$

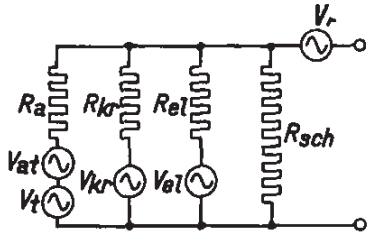

Abb. 10. Vereinfachung des Schaltbildes in Abb. 9.

Die gesamte Spannungsschwankung am Röhreneingang ergibt sich aus:

$$V_e^2 = V_r^2 + \left(V_{at}\frac{R_i}{R_a}\right)^2 + \left(V_{kr}\frac{R_i}{R_{kr}}\right)^2 + \left(V_{el}\frac{R_i}{R_{el}}\right)^2. \tag{11}$$

Das Verhältnis der beiden Spannungen am Röhreneingang kann aus diesen Formeln unmittelbar für verschiedene Fälle berechnet werden.

Wir werden als erstes Beispiel den Fall einer Selbstinduktion in der Kathodenleitung zur Verringerung der Wirkung der Kathodenstromschwankungen behandeln (vergl. Abschnitt IV). Für diesen besonderen Fall ist $R_{schalt} = R_L$ in Gl. (5). Die effektive Spannungsschwankung V_r am Röhreneingang ist durch die Anordnung der Selbstinduktion in der Kathodenleitung gegenüber dem ursprünglichen Wert verringert. Wenn wir diesen ursprünglichen Wert gleich V_u setzen, so verhält sich V_r zu V_u wie i_a in Gl. (5) zu i_k^0. Das heisst: $V_r = V_u R_i/R$, wobei (nach den Bezeichnungen im vorliegenden Abschnitt) $R^{-1} = R_a^{-1} + R_{kr}^{-1} + R_{el}^{-1}$ ist. Setzt man diesen Wert in Gl. (11) ein und bildet man darauf das Verhältnis V_s/V_e aus Gl. (10) und Gl. (11), so entsteht die Formel:

$$\frac{V_s}{V_e} = \frac{V_t R_i/R_a}{\left\{\left(V_u\frac{R_i}{R}\right)^2 + \left(V_{at}\frac{R_i}{R_a}\right)^2 + \left(V_{kr}\frac{R_i}{R_{kr}}\right)^2 + \left(V_{el}\frac{R_i}{R_{el}}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}}$$

oder
$$\frac{V_s}{V_e} = \frac{V_t/R_a}{\left\{\left(\frac{V_u}{R}\right)^2 + \left(\frac{V_{at}}{R_a}\right)^2 + \left(\frac{V_{kr}}{R_{kr}}\right)^2 + \left(\frac{V_{el}}{R_{el}}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}} \qquad (12)$$

Wir weisen darauf hin, dass der Ausdruck (12) die Grösse R_{schalt} nicht enthält, wie sofort zu ersehen, wenn man auf die Definition von R achtet. In Worten lautet dieses wichtige Ergebnis: Durch die Anordnung einer Selbstinduktion in der Kathodenleitung zur Verringerung der Wirkung der Kathodenstromschwankungen in der Anodenleitung einer Triode wird bei Ankopplung einer Empfangsantenne an den Röhreneingang das Verhältnis der Signalspannung zur Gesamtspannungsschwankung am Röhreneingang nicht beeinflusst. Das Ergebnis gilt auch für eine Schirmgitterröhre, bei der die Verteilungsstromschwankungen völlig unterdrückt sind.

Man würde daraus vielleicht schliessen, dass eine Selbstinduktion in der Kathodenzuleitung zur Verringerung des Rauschens zwecklos sei. Aber dass ist dennoch nicht immer der Fall. Denn durch diese Schaltmassnahme ist eine Verstärkerstufe konstruiert worden, die bei einer niedrigen Eingangsimpedanz dasselbe günstige Verhältnis der Signalspannung zur Gesamtspannungsschwankung am Röhreneingang hat wie ein Verstärker mit hoher Eingangsimpedanz. Wenn diese Eingangsimpedanz durch irgendeine Anforderung (z.B. grosser Frequenzbereich) auf einem bestimmten Wert festgelegt ist, kann man also eine Verstärkerstufe konstruieren mit einem möglichst guten Eingangskreis, und diesen Kreis durch eine Selbstinduktion in der Kathodenzuleitung dämpfen. Man hat dann eine Verstärkerstufe, die bei kleiner Eingangsimpedanz ein möglichst günstiges Verhältnis der Signalspannung zur Gesamtschwankungsspannung besitzt.

Als zweites Beispiel behandeln wir die Anordnung einer Selbstinduktion in der Schirmgitterleitung zur Verringerung der Wirkung der Stromverteilungsschwankungen (vergl. Abschnitt V). Unsere jetzige Grösse R_{schalt} ist der Grösse $-R_2$ aus Abschnitt V gleichzusetzen, während unsere jetzige Grösse R_i der Grösse R_i aus Abschnitt V gleich ist. Wenn wir wieder die ursprüngliche Spannungsschwankung am Röhreneingang infolge von Schroteffekten in der Röhre gleich V_u setzen und die durch Anordnung der Selbstinduktion reduzierte Spannungsschwankung gleich V_r, so gilt nach Gl. (6):
$$\frac{V_r}{V_u} = \frac{i_a}{i_a^0} = \frac{\left(\frac{I_a}{I_k} - \frac{I_{g_2}}{I_k} \cdot \frac{S_a R_i}{S_2 R_{schalt}}\right) i_k^0 + \left(1 + \frac{S_a R_i}{S_2 R_{schalt}}\right) i_v^0}{i_a^0} . \qquad (13)$$

Es ist zu bedenken, dass R_{schalt} hier negativ ist und somit $V_r < V_u$ Einsetzen des Wertes (13) in die Gleichung (11) und Bildung des Quotienten von (10) und (11) für den vorliegenden Fall zeigt, dass die Endformel die Grösse R_{schalt} noch enthält. Man kann in diesem Fall die Grösse R_{schalt} derart bestimmen, dass ein maximales Verhältnis V_s/V_e herauskommt. Diesem günstigsten Verhältnis entspricht die Gleichung

$$\frac{S_a R_i}{S_2 R_{schalt}} = -1,$$

wie in Abschnitt V. In diesem Fall sind die Stromverteilungsschwankungen im Anodenkreis gerade unterdrückt.

Zum Schluss sei darauf hingewiesen, dass R_a durch das Übersetzungsverhältnis des Antennentransformators bestimmt ist. Da die Wahl dieses Transformators noch frei steht, kann man diesen möglichst günstig bemessen, damit V_s/V_e maximal wird.

Diese beiden Anwendungsbeispiele zeigen den praktischen Nutzen der angegebenen Schaltmassnahmen.

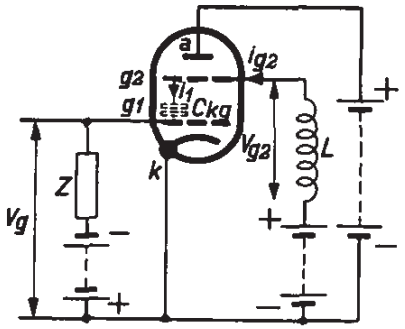

Abb. 11. Zur exakten Berechnung der Schaltung von Abb. 5. In bezug auf C_{kg} gilt das bei Abb. 5 gesagte.

IX. *Anhang: Exakte Durchrechnung der oben in Abschnitt V behandelten Schaltung.* Wir haben bereits mehrfach darauf hingewiesen, dass die oben ausgeführten Berechnungen mit Ausnahme derjenigen im Abschnitt VIII Näherungen darstellen. Bei der exakten Durchrechnung der behandelten Schaltungen müssen wir von den vollständigen, aus den Gesetzen von Ohm und Kirchhoff abgeleiteten Gleichungen dieser Schaltungen ausgehen. Wir führen hier die betreffenden Rechnungen für den im Abschnitt V behandelten Fall einer Selbstinduktion in der Schirmgitterleitung durch. Hierbei benutzen wir die im Schaltbild der Abb. 11 angegebenen Be-

zeichnungen unter Hinweis auf jene, die in Abschnitt I und Abschnitt V eingeführt wurden.

Die betreffenden Gleichungen lauten:

$$i_a = i_a^0 + S_a V_g;\ i_a^0 = \frac{I_a}{I_k} i_k^0 + i_v^0;$$

$$i_{g_2} = i_{g_2}^0 + S_{g_2} V_g + i_1;\ i_{g_2}^0 = \frac{I_{g_2}}{I_k} i_k^0 - i_v^0;$$

$$V_{g_2} = -i_{g_2} j\,\omega\,L;\ V_g = i_1 Z;$$

$$i_1 = (V_{g_2} - V_g)\, j\,\omega\,C.$$

Aus diesen Gleichungen muss der Wert V_g berechnet werden. Es ergibt sich:

$$V_g\left\{\frac{1}{Z} + \frac{j\,\omega\,C}{1-\omega^2 LC} - \frac{\omega^2 S_2 LC}{1-\omega^2 LC}\right\} = \frac{i_{g_2}^0}{S_2}\,\frac{\omega^2 S_2 LC}{1-\omega^2 LC}.$$

Der Ausdruck in geschweiften Klammern stellt die reziproke Eingangsimpedanz der Schaltung dar und ist bei Abstimmung von Z dem reziproken Eingangswiderstand $1/R_i$ (vergl. Abschnitt V) gleichzusetzen. Wir nennen

$$\frac{1}{R_2} = \frac{\omega^2 S_2 LC}{1-\omega^2 LC}, \tag{14}$$

wobei eine kleine Abweichung von der betreffenden Bezeichnung im Abschnitt V auftritt. Dann wird

$$V_g = \frac{i_{g_2}^0}{S_2}\,\frac{R_i}{R_2}$$

in völliger Anlehnung an die entsprechende Gleichung im Abschnitt V. Auch die Gl. (6) jenes Abschnitts kann unverändert übernommen werden. Die einzige Änderung gegenüber dem Abschnitt V bezieht sich demnach auf die Gl. (14) und zwar auf den Faktor $1 - \omega^2 LC$ statt 1 im Nenner dieses Ausdrucks. In den meisten praktischen Fällen ist diese Abweichung des exakten Rechenergebnisses von demjenigen der Näherungsberechnung im Abschnitt V aber geringfügig.

Wir möchten den Herren E. Oosterhuis, C. J. Bakker und G. Heller für manche Bemerkungen danken, die zu einer besseren Formulierung der obigen Darstellung unsrer Ergebnisse geführt haben.

Eingegangen am. 4 November 1940. Eindhoven, den 24. Juni 1940.

LITERATURVERZEICHNIS

1) C. J. Bakker, Current distribution fluctuations in multielectrode radio valves. Physica **5**, (1938), S. 581—592.
2) C. J. Bakker und G. Heller, On the Brownian motion in electric resistances. Physica **6**, (1939), S. 262—274.
3) C. J. Bakker, Fluctuations and electron inertia, Physica **8**, 23, 1941.
4) G. L. de Haas-Lorentz, Die Brownsche Bewegung und einige verwandte Erscheinungen. Vieweg, Braunschweig, 1913, 103 S. (Übersetzung der entsprechenden Leidener Dissertation von 1912).
5) H. Jacoby und L. Kirchgessner, Die Raumladungsschwächung des Schroteffektes. Wiss. Veröff. Siemens-Werke, **16** (1937), H. 2, S. 42—57.
6) J. B. Johnson, The Schottky effect in low frequency circuits. Phys. Rev. **26**, (1925), S. 71—85.
7) J. B. Johnson, Thermal agitation of electricity in conductors. Phys. Rev. **32**, (1928), S. 97—109.
8) E. B. Moullin, Spontaneous fluctuations of voltage. Clarendon Press, Oxford, 1938, 251 S.
9) H. Nyquist, Thermal agitation of electric charge in conductors. Phys. Rev. **32**, (1928), S. 110—113.
10) G. L. Pearson, Fluctuation noise in vacuum tubes, Physics **5**, (1934), S. 233—243; Quiet amplifier tubes Bell Lab. rec. **14**, (1935), S. 56—59.
11) W. Schottky, Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern, Ann. Physik **57**, (1918), S. 541—567.
12) W. Schottky, Zur Berechnung und Beurteilung des Schroteffektes. Ann. Physik **68**, (1922), S. 157—176.
13) W. Schottky, Small-shot effect and flicker effect. Phys. Rev. **28**, (1926), S. 75—103.
14) W. Schottky, Die Raumladungsschwächung des Schroteffektes. Wiss. Veröff. Siemens-Werke **16**, (1937), H. 2, S. 1—18.
15) W. Schottky, Zur Theorie des Elektronenrauschens in Mehrgitterröhren. Ann. Physik **32**, (1938), S. 195—204.
16) J. v. Slingelandt, Fluctuaties bij electrische en optische verschijnselen. Diss. Leiden 1919, 75 S.
17) F. Spenke, Die Raumladungsschwächung des Schroteffektes. Wiss. Veröff. Siemens-Werke **16**, (1937), H. 2, S. 19—41.
18) M. J. O. Strutt und A. van der Ziel, Die Folgen einiger Elektronenträgheitseffekte in Elektronenröhren. I. Theoretische Erläuterungen. Physica **8**, 81, 1941.
19) M. J. O. Strutt und A. van der Ziel, Die Ursachen für die Zunahme der Admittanzen moderner Hochfrequenz-Verstärkerröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr. Techn. **14**, (1937), S. 281—293, vergl. auch Proc. Inst. Radio Engs. **26**, (1938), S. 1011—1032.
20) M. Ziegler Shot effect of secondary emission I and II. Physica **3** (1936), S. 1—11 und S. 307—316.
21) W. S. Percival, An electrically cold resistance. Wireless Engineer **16**, (1939), S. 237—240.